

部分填充双各向异性介质的圆柱形 波导中混合模特性研究*

尹文言

汪文秉

(西北工业大学电子工程系 西安 710072) (西安交通大学信控系 710049)

摘要 本文首先引入一种新型双各向异性波导结构;给出了这类复杂波导中横向场分量的纵向场表示式以及纵向场分量满足的一组耦合模方程;重点分析了具有不同电磁参数的双各向异性介质中心加载时,金属圆柱形波导中混合模的分裂效应,色散特性和场分布。结果表明,由于多个电磁参数的引入,双各向异性波导具有一般各向异性和双各向同性波导结构所没有的新奇特性。

关键词 双各向异性介质,圆柱形波导,色散特性,场分布,模分裂

1 引言

各向异性介质波导结构在微波、毫米波和光波技术领域起着十分重要的作用,对此人们已经做了大量系统的研究。例如,各向异性光波导中的多模传输特性^[1],旋磁介质波导中的双模传输特性和各向异性介质波导的损耗等^[2,3]。

进入 90 年代,双各向异性和双各向同性介质与电磁波之间的相互作用问题正成为当今电磁科学界的研究热点。1990 年以来, J. C. Monzon^[4] 首先研究了均匀双各向同性介质中源的辐射和散射特性问题; S. A. Tretyakov 等人^[5]分析了电磁波在平面分层双各向同性介质中的反射和透射特性; R. D. Graglia 等人^[6]研究了双各向异性介质层中电磁波的传输特性; J. L. Tsalamengas^[7]给出了一般双各向异性介质板与电磁波之间相互作用的分析方法。初步研究表明,双各向异性介质在新型微波、毫米波和光波器件的制作方面有诱人的应用前景。

本文借用数值方法,分析了双各向异性介质加载的金属圆柱形波导中低阶混合模 $HE_{n,m}$ 和 $EH_{n,m}$ 的传输特性,特别考虑了双各向异性介质的电磁参数对混合模归一化传播常数和场分布的影响。

1993-08-14 收到, 1994-03-16 定稿

* 国家自然科学基金、航空科学基金资助项目

尹文言 男 1961 年生,副教授,几年来从事复合材料与电磁波之间的相互作用研究。

汪文秉 男 1929 年生,教授,博士生导师,多年来一直从事瞬态电磁理论、电磁散射和天线方面的科研工作。

2 部分填充双各向异性介质的柱形波导中的场分布

双各向异性介质的本构方程可以表示成:

$$\mathbf{D} = [\varepsilon]\mathbf{E} + [\xi_r]\mathbf{H}, \quad \mathbf{B} = [\mu]\mathbf{H} + [\xi_m]\mathbf{E}, \quad (1)$$

式中 $[\varepsilon]$, $[\mu]$ 和 $[\xi_r]$, $[\xi_m]$ 分别是介电常数、导磁率和交叉耦合张量, 其形式为

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_2 \end{bmatrix}, \quad [\mu] = \begin{bmatrix} \mu_1 & -i\kappa & 0 \\ i\kappa & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_2 \end{bmatrix},$$

$$[\xi_r] = \begin{bmatrix} \xi_{e1} & -i\xi_{e2} & 0 \\ i\xi_{e2} & \xi_{e1} & 0 \\ 0 & 0 & \xi_{e3} \end{bmatrix}, \quad [\xi_m] = \begin{bmatrix} \xi_{m1} & -i\xi_{m2} & 0 \\ i\xi_{m2} & \xi_{m1} & 0 \\ 0 & 0 & \xi_{m3} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

对于无耗情形来说, 上述四个本构矩阵均是厄米的, 即 $[c^*]^T = [c]$ ($c = \varepsilon, \mu, \xi_r, \xi_m$), 符号 * 和 T 分别表示复共轭和转置。显然, 上述本构方程具有广泛的适用性, 它包含了法拉第旋电、磁介质和手征 Q 介质等多种情形。例如, 某些斜方和正交磁性晶体材料的本构张量具有与(2)式类似的形式^[8]。

部分填充双各向异性介质的柱形导波结构如图 1 所示。由 Maxwell 方程可知, 填充区域的场分量应满足 ($e^{-i\omega t}$)

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega[\mu]\mathbf{H} + i\omega[\xi_m]\mathbf{E}, \quad (3a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega[\varepsilon]\mathbf{E} - i\omega[\xi_r]\mathbf{H}. \quad (3b)$$

考虑到 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 分量均含有纵向传播因子 $\exp[i(\beta z - \omega t)]$, 其中 β 是纵向传播常数。在圆柱坐标系 (ρ, φ, z) 中, 横向场分量可以表示成

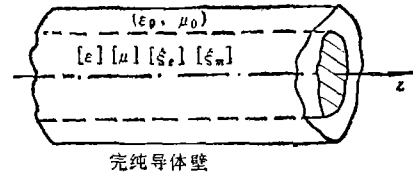


图 1 部分填充双各向异性介质的柱形波导

$$\begin{bmatrix} E_\rho \\ E_\varphi \\ H_\rho \\ H_\varphi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1 & \frac{ia_2}{\rho} & a_3 & \frac{ia_4}{\rho} \\ -ia_2 & \frac{a_1}{\rho} & -ia_4 & \frac{a_3}{\rho} \\ a_5 & \frac{ia_6}{\rho} & a_7 & \frac{ia_8}{\rho} \\ -ia_6 & \frac{a_5}{\rho} & -ia_8 & \frac{a_7}{\rho} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \\ \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \\ \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中各元素:

$$a_1 = [Q_1(Q_2^2 - \omega^2\xi_{e1}^2) + \omega^2\mu_1(\varepsilon_1Q_2 + \omega\xi_{e1}g) + \omega^2\kappa(\omega\varepsilon_1\xi_{e1} + Q_2g)]/\Delta,$$

$$a_2 = \omega[\xi_{m1}(Q_2^2 - \omega^2\xi_{e1}^2) + \omega\kappa(\varepsilon_1Q_2 + \omega\xi_{e1}g) + \omega\mu_1(\omega\varepsilon_1\xi_{e1} + Q_2g)]/\Delta,$$

$$a_3 = \omega[-Q_1(\omega\mu_1\xi_{e1} + Q_2\kappa) + \omega^2\kappa(\xi_{e1}\xi_{m1} - \kappa g) + \omega\mu_1(\xi_{m1}Q_2 + \omega\mu_1g)]/\Delta,$$

$$a_4 = -\omega[\omega\xi_{m1}(\omega\mu_1\xi_{e1} + \kappa Q_2) - \omega\kappa(Q_1\xi_{e1} - \omega\varepsilon_1\kappa) - \mu_1(Q_1Q_2 + \omega^2\mu_1\varepsilon_1)]/\Delta,$$

$$a_5 = \omega[Q_1(\omega\varepsilon_1\xi_{e1} + Q_2g) - \omega\xi_{m1}(\omega g\xi_{e1} + \varepsilon_1Q_2) + \omega^2\kappa(g^2 - \varepsilon_1^2)]/\Delta,$$

$$\begin{aligned}
 a_6 &= -\omega[Q_1(\varepsilon_1 Q_2 + \omega g \xi_{e1}) - \omega \xi_{m1}(Q_2 g + \omega \varepsilon_1 \xi_{e1}) - \omega^2 \mu_1(g^2 - \varepsilon_1^2)]/\Delta, \\
 a_7 &= [Q_1(Q_1 Q_2 + \omega^2 \kappa g) - \omega^2 \xi_{m1}(Q_2 \xi_{m1} + \omega \varepsilon_1 \kappa) + \omega^2 \mu_1(-\omega g \xi_{m1} + \varepsilon_1 Q_1)]/\Delta, \\
 a_8 &= -\omega[Q_1(Q_1 \xi_{e1} - \omega \varepsilon_1 \kappa) + \omega^2 \xi_{m1}(\kappa g - \xi_{e1} \xi_{m1}) + \omega \mu_1(\omega \varepsilon_1 \xi_{m1} - Q_1 g)]/\Delta, \\
 \Delta &= Q_1[Q_1(Q_1^2 - \omega^2 \xi_{e1}^2) + \omega^2 \mu_1(\varepsilon_1 Q_2 + \omega \xi_{e1} g) + \omega^2 \kappa(\omega \varepsilon_1 \xi_{e1} + Q_2 g)] \\
 &\quad - \omega^2 \xi_{m1}[\xi_{m1}(Q_1^2 - \omega^2 \xi_{e1}^2) + \omega \mu_1(Q_2 g + \omega \varepsilon_1 \xi_{e1}) + \omega \kappa(\omega \xi_{e1} g + Q_2 \varepsilon_1)] \\
 &\quad + \omega^2 \kappa[-\omega \xi_{m1}(\varepsilon_1 Q_2 + \omega \xi_{e1} g) + Q_1(Q_2 g + \omega \varepsilon_1 \xi_{e1}) + \omega^2 \kappa(g^2 - \varepsilon_1^2)] \\
 &\quad - \omega^2 \mu_1[\omega \xi_{m1}(\omega \varepsilon_1 \xi_{e1} + Q_2 g) - Q_1(\omega \xi_{e1} g + Q_2 \varepsilon_1) + \omega^2 \mu_1(g^2 - \varepsilon_1^2)],
 \end{aligned}$$

式中 $Q_1 = i\beta + \omega \xi_{m2}$, $Q_2 = i\beta + \omega \xi_{e2}$.

将(4)式经坐标变换后代入

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega \xi_{m3} E_z + i\omega \mu_2 H_z, \quad (5a)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -i\omega \varepsilon_2 E_z - i\omega \xi_{e3} H_z, \quad (5b)$$

整理后可得

$$\nabla_z^2 E_z = A_1 E_z + A_2 H_z, \quad (6a)$$

$$\nabla_z^2 H_z = A_3 E_z + A_4 H_z, \quad (6b)$$

其中 $A_1 = \omega(\varepsilon_2 a_4 + a_8 \xi_{m3})/\Delta_1$, $A_2 = \omega(a_4 \xi_{e3} + a_8 \mu_2)$,
 $A_3 = -\omega(a_2 \varepsilon_2 + a_6 \xi_{m3})/\Delta_1$, $A_4 = -\omega(a_2 \xi_{e3} + a_6 \mu_2)/\Delta_1$, $\Delta_1 = a_4 a_6 - a_2 a_8$.

引入变换

$$E_z = p_+ U_+ + p_- U_-, \quad H_z = q_+ U_+ + q_- U_-, \quad (7)$$

而 U_{\pm} 满足 $\nabla_z^2 U_{\pm} + s_{\pm} U_{\pm} = 0$, (8)

其中 $s_{\pm} = p_{\pm} = [-(A_1 + A_4) \pm \sqrt{(A_1 - A_4)^2 + 4A_2 A_3}]/2$,
 $q_{\pm} = -s_{\pm}(s_{\pm} + A_1)/A_2$.

这样,只要求解(8)式,并且利用相应的边界条件,波导内填充区域的场分布就可被唯一地确定。需要指出的是上述解耦代换(7)式并不唯一。

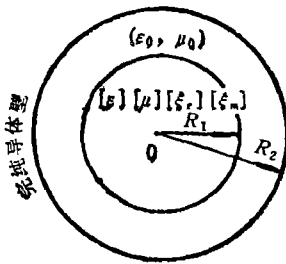


图2 双各向异性介质中心
加载金属圆柱波导

3 中心轴向加载情形

图2是中心轴向加载时的剖面图。由(8)式可知:

$$U_+ = B_1 J_n(\sqrt{s_+} \rho) \exp(in\varphi), \quad (9a)$$

$$U_- = B_2 J_n(\sqrt{s_-} \rho) \exp(in\varphi). \quad (9b)$$

将(9)式代入(7)和(4)式中,可得加载区域的场分布为

$$E_z = [B_1 s_+ J_n(\sqrt{s_+} \rho) + B_2 s_- J_n(\sqrt{s_-} \rho)] \exp(in\varphi), \quad (10a)$$

$$\begin{aligned}
 E_{\varphi} &= \left\{ B_1 \left[-iX_+ J'_n(\sqrt{s_+} \rho) + \frac{i n Y_+}{\rho} J_n(\sqrt{s_+} \rho) \right] \right. \\
 &\quad \left. + B_2 \left[-iX_- J'_n(\sqrt{s_-} \rho) + \frac{i n Y_-}{\rho} J_n(\sqrt{s_-} \rho) \right] \right\} \exp(in\varphi), \quad (10b)
 \end{aligned}$$

$$E_\rho = \left\{ B_1 \left[\sqrt{s_+} Y_+ J'_n(\sqrt{s_+}\rho) - \frac{nX_+}{\sqrt{s_+}\rho} J_n(\sqrt{s_+}\rho) \right] + B_2 \left[\sqrt{s_-} Y_- J'_n(\sqrt{s_-}\rho) - \frac{nX_-}{\sqrt{s_-}\rho} J_n(\sqrt{s_-}\rho) \right] \right\} \exp(in\varphi), \quad (10c)$$

$$H_z = [B_1 q_+ J_n(\sqrt{s_+}\rho) + B_2 q_- J_n(\sqrt{s_-}\rho)] \exp(in\varphi), \quad (10d)$$

$$H_\varphi = \left\{ B_1 \left[-iW_+ J'_n(\sqrt{s_+}\rho) + \frac{inV_+}{\rho} J_n(\sqrt{s_+}\rho) \right] + B_2 \left[-iW_- J'_n(\sqrt{s_-}\rho) + \frac{inV_-}{\rho} J_n(\sqrt{s_-}\rho) \right] \right\} \exp(in\varphi), \quad (10e)$$

$$H_\rho = \left\{ B_1 \left[\sqrt{s_+} V_+ J'_n(\sqrt{s_+}\rho) - \frac{nW_+}{\sqrt{s_+}\rho} J_n(\sqrt{s_+}\rho) \right] + B_2 \left[\sqrt{s_-} V_- J'_n(\sqrt{s_-}\rho) - \frac{nW_-}{\sqrt{s_-}\rho} J_n(\sqrt{s_-}\rho) \right] \right\} \exp(in\varphi), \quad (10f)$$

式中

$$X_\pm = \sqrt{s_\pm} (a_2 s_\pm + a_4 q_\pm), \quad Y_\pm = a_1 s_\pm + a_3 q_\pm, \\ W_\pm = \sqrt{s_\pm} (a_6 s_\pm + a_8 q_\pm), \quad V_\pm = a_5 s_\pm + a_7 q_\pm.$$

图 2 中 $R_1 \leq \rho \leq R_2$ 区域的场为

$$E_z = [B_3 J_n(\gamma_0 \rho) + B_4 N_n(\gamma_0 \rho)] \exp(in\varphi), \quad (11a)$$

$$H_z = (B_5 J_n(\gamma_0 \rho) + B_6 N_n(\gamma_0 \rho)) \exp(in\varphi), \quad (11b)$$

$$E_\varphi = \left[-B_3 \frac{\beta n}{\gamma_0^2 \rho} J_n(\gamma_0 \rho) - B_4 \frac{\beta n}{\gamma_0^2 \rho} N_n(\gamma_0 \rho) - B_5 \frac{i\omega \mu_0}{\gamma_0} J'_n(\gamma_0 \rho) - B_6 \frac{i\omega \mu_0}{\gamma_0} N'_n(\gamma_0 \rho) \right] \exp(in\varphi), \quad (11c)$$

$$E_\rho = \left[-B_3 \frac{i\beta}{\gamma_0} J'_n(\gamma_0 \rho) - B_4 \frac{i\beta}{\gamma_0} N'_n(\gamma_0 \rho) - B_5 \frac{n\omega \mu_0}{\gamma_0^2 \rho} J_n(\gamma_0 \rho) - B_6 \frac{n\omega \mu_0}{\gamma_0^2 \rho} N_n(\gamma_0 \rho) \right] \exp(in\varphi), \quad (11d)$$

$$H_\varphi = \left[B_3 \frac{i\omega \varepsilon_0}{\gamma_0} J'_n(\gamma_0 \rho) + B_4 \frac{i\omega \varepsilon_0}{\gamma_0} N'_n(\gamma_0 \rho) - B_5 \frac{\beta n}{\gamma_0^2 \rho} J_n(\gamma_0 \rho) - B_6 \frac{\beta n}{\gamma_0^2 \rho} N_n(\gamma_0 \rho) \right] \exp(in\varphi), \quad (11e)$$

$$H_\rho = \left[B_3 \frac{\omega \varepsilon_0 n}{\gamma_0^2 \rho} J_n(\gamma_0 \rho) + B_4 \frac{\omega \varepsilon_0 n}{\gamma_0^2 \rho} N_n(\gamma_0 \rho) + B_5 \frac{i\beta}{\gamma_0} J'_n(\gamma_0 \rho) + B_6 \frac{i\beta}{\gamma_0} N'_n(\gamma_0 \rho) \right] \exp(in\varphi), \quad (11f)$$

而 $\gamma_0^2 = k_0^2 - \beta^2$, $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0$, γ_0 是未加载区域中的横向波数。对加载区域来说, 其横向波数与 β 之间的关系不能用解析式表示。上述(10), (11)式中的 $J_n(\cdot)$ 和 $N_n(\cdot)$ 是第一和第二类柱 Bessel 函数, 而 $B_1 - B_6$ 是由 $\rho = R_1, R_2$ 处的边界条件确定的待定系数, 它们满足:

$$(M)_{6 \times 6} \begin{pmatrix} B_1 \\ \vdots \\ B_6 \end{pmatrix} = 0, \quad (12)$$

其中各矩阵元素为

$$M_{1\frac{1}{2}} = s_{\pm} J_n(\sqrt{s_{\pm}} R_1), \quad M_{13} = M_{23} = -J_n(\gamma_0 R_1), \quad M_{14} = M_{26} = -N_n(\gamma_0 R_1);$$

$$M_{2\frac{1}{2}} = q_{\pm} J_n(\sqrt{s_{\pm}} R_1), \quad M_{33} = J_n(\gamma_0 R_2), \quad M_{34} = N_n(\gamma_0 R_2);$$

$$M_{43} = \frac{\beta n}{\gamma_0^2 R_2} J_n(\gamma_0 R_2), \quad M_{44} = \frac{\beta n}{\gamma_0^2 R_2} N_n(\gamma_0 R_2),$$

$$M_{45} = \frac{i\omega\mu_0}{\gamma_0} J'_n(\gamma_0 R_2), \quad M_{46} = \frac{i\omega\mu_0}{\gamma_0} N'_n(\gamma_0 R_2);$$

$$M_{5\frac{1}{2}} = i \left[-X_{\pm} J'_n(\sqrt{s_{\pm}} R_1) + \frac{nY_{\pm}}{R_1} N_n(\sqrt{s_{\pm}} R_1) \right],$$

$$M_{53} = M_{65} = \frac{\beta n}{\gamma_0^2 R_1} J_n(\gamma_0 R_1), \quad M_{54} = M_{66} = \frac{\beta n}{\gamma_0^2 R_1} N_n(\gamma_0 R_1),$$

$$M_{55} = \frac{i\omega\mu_0}{\gamma_0} J'_n(\gamma_0 R_1), \quad M_{56} = \frac{i\omega\mu_0}{\gamma_0} N'_n(\gamma_0 R_1);$$

$$M_{6\frac{1}{2}} = i \left[-W_{\pm} J'_n(\sqrt{s_{\pm}} R_1) + \frac{nV_{\pm}}{R_1} N_n(\sqrt{s_{\pm}} R_1) \right],$$

$$M_{63} = -\frac{i\omega\varepsilon_0 J'_n(\gamma_0 R_1)}{\gamma_0}, \quad M_{64} = -\frac{i\omega\varepsilon_0 N'_n(\gamma_0 R_1)}{\gamma_0};$$

$$M_{15} = M_{16} = M_{23} = M_{24} = M_{31} = M_{32} = M_{35} = M_{36} = M_{41} \\ = M_{42} = 0.$$

要使(12)式中 $B_1 \sim B_6$ 有非零解, 必须

$$\det(M)_{6 \times 6} = 0. \quad (13)$$

(13)式就是上述波导中传输模的色散方程。显然, 对于双各向异性介质中心加载的金属圆柱波导来说, TE, TM 和 TEM 模均不能单独传输, 传输模是混合模 $HE_{n,m}$ 和 $EH_{n,m}$ 。而在无限伸展的双各向异性介质中, TEM 场亦即平面波是可以存在的。令 $\beta = 0$, (13)式退化成 $HE_{n,m}$ 和 $EH_{n,m}$ 的截止方程。

4 色散特性和场分布

从(13)式和(10),(11)式出发, 用数值方法可得混合模的色散特性曲线和场分布, 如图3和图4所示。

在图3中, β/k_0 的循环范围仅限于 $[0, 1)$ 情形。由图3可见, 除 $n = 0$ 以外, 混合模均发生分裂, 对应相同的截止波长和不同的传播常数。这与互易手征波导和普通铁氧体波导情形类似^[9]。另外, 混合模的分裂程度与 R_2 的大小密切相关, 当全填充时 ($R_1 = R_2$), 上述模式的分裂程度更加明显。其次, 当填充的介质各向异性增强时, 原来具有相同截止波长的模式将完全分裂。

双各向异性介质引入圆波导系统后, 引起模式的畸变, 使场结构也发生变化。在图4

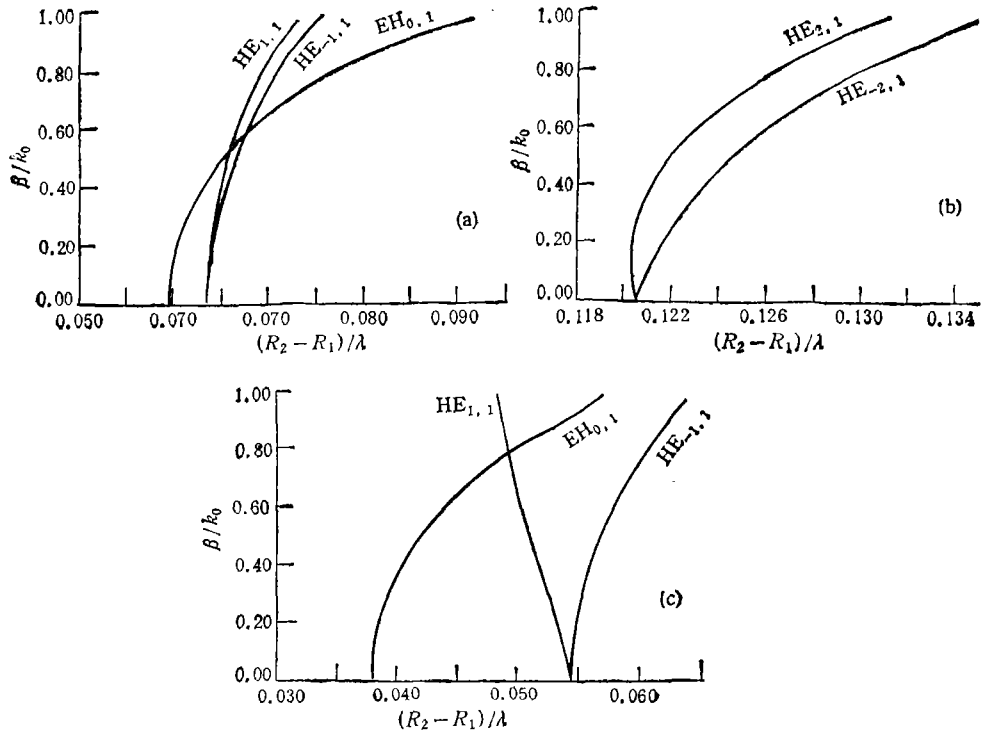


图3 低阶混合模的色散特性

$R_2 - R_1 = 5 \times 10^{-3} \text{m}$, (a),(b): $\epsilon_1 = 5.3361\epsilon_0$, $g = 10^{-3}\epsilon_0$, $\epsilon_2 = 5.0\epsilon_0$, $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$, $\kappa = 0$, $\xi_{e1} = \xi_{m1}^* = i10^{-10}$, $\xi_{e2} = \xi_{m2}^* = i10^{-11}$, $\xi_{e3} = \xi_{m3}^* = i2 \times 10^{-10}$; (c): $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 15.0\epsilon_0$, $g = 0$, $\mu_1 = 0.9\mu_0$, $\mu_2 = \mu_0$, $\kappa = 0.5\mu_0$, $\xi_{e1} = \xi_{m1}^* = i10^{-10}$, $\xi_{e2} = \xi_{m2}^* = i10^{-11}$, $\xi_{e3} = \xi_{m3}^* = i2 \times 10^{-10}$.

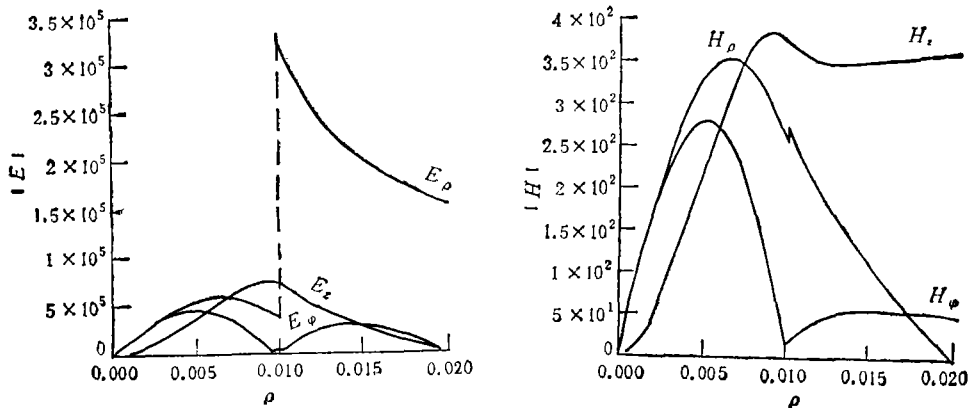


图4 $HE_{0,1}$ 模的场分布

$R_1 = 10^{-2} \text{m}$, $R_2 = 2 \times 10^{-2} \text{m}$, $\beta/k_0 = 0.5$, $\epsilon_1 = 5.3361\epsilon_0$, $g = 10^{-3}\epsilon_0$, $\epsilon_2 = 5.0\epsilon_0$, $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$, $\kappa = 0$, $\xi_{e1} = i10^{-10}$, $\xi_{e2} = i10^{-11}$, $\xi_{e3} = i2 \times 10^{-10}$, $\xi_{m1} = -i5 \times 10^{-10}$, $\xi_{m2} = -i5 \times 10^{-11}$, $\xi_{m3} = -i10^{-9}$.

中, E_z , E_ϕ 和 H_z , H_ϕ 在介质柱表面处是连续的, 而 E_ρ 和 H_ρ 是不连续的, 其中 E_ρ 的值在柱内外相差近 10 倍, 而 H_ρ 突变程度很小, 这都是由于多个本构参数和几何参数

共同作用的结果。

5 结 论

本文研究了双各向异性介质中心轴向加载金属圆波导中混合模的传输特性。由于受多个电磁参数的控制,双各向异性介质波导系统中的波模耦合、分裂和转换等物理过程很复杂。在上述结果中,尽管某一特定参数对混合模的色散规律和场分布的影响不清楚,但是数值分析表明,双各向异性介质在新型波导器件的制作,诸如法拉第旋转器等方面有比较广阔的应用前景。

参 考 文 献

- [1] Paul D K, Shevgaonkar R K. *Radio Science*, 1981, 16(4):525—533.
- [2] Okoniewski M, *et al.* *J. Electromagnetic Waves and Applications*, 1992, 6(11): 1561—1579.
- [3] Lu M, Fejer M M. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 1993, 10(2):246—261.
- [4] Monzon J C. *IEEE Trans. on AP*, 1990, AP-38(2): 227—235.
- [5] Tretyakov S A, *et al.* *J. Electromagnetic Waves and Applications*, 1992, 6(10): 1393—1411.
- [6] Graglia R D, *et al.* *Electromagnetics*, 1991, 11(2):193—208.
- [7] Tsalamengas J L. *IEEE Trans. on MTT*, 1992, MTT-40(9): 1870—1877.
- [8] Olyslager F, Zutter D D. *Radio Science*, 1993, 28(5):937—946.
- [9] Svedin J A M. *IEEE Trans. on MTT*, 1990, MTT-38(10):1488—1496.

STUDY ON THE CHARACTERISTICS OF HYBRID MODES IN CIRCULAR WAVEGUIDES PARTIALLY FILLED WITH BIANISOTROPIC MEDIUM

Yin Wenyan

(Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072)

Wang Wenbing

(Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049)

Abstract A new kind of bianisotropic waveguide structure is introduced. In such complex waveguide, the transverse field components can also be expressed in terms of their longitudinal electric and magnetic fields, and a set of coupled mode equations is derived. The bifurcation effect, dispersion characteristics as well as field distribution of hybrid modes in bianisotropic central loaded-metallic circular waveguide are investigated. The numerical results show that because of the introducing of many electromagnetic parameters, bianisotropic waveguides possess some features, which can be used to design novel microwave, millimeter wave and optical devices.

Key words Bianisotropic medium, Circular waveguide, Dispersion characteristics, Field distribution, Mode bifurcation